

# ОСОБЕННОСТИ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В НЕКОТОРЫХ БИНАРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

## FEATURES OF DEFECTS FORMATION IN SOME BINARY SEMICONDUCTORS COMPOUNDS UNDER THE INFLUENCE OF IONIZING RADIATIONS

*А. А. Потехин, И. Ю. Забавичев, А. С. Пузанов, С. В. Оболенский*

*A. A. Potekhin, I. Yu. Zabavichev, A. S. Puzanov, S. V. Obolenskiy*

Филиал ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ – НИИИС им. Ю. Е. Седакова»

Branch of the Federal State Unitary Enterprise «Russian Federal Nuclear Center All-Russian Research – NIIS named after Yu. E. Sedakov»

Предложен алгоритм определения размеров кластеров и субкластеров радиационных дефектов в зависимости от длины трека первичного иона. Проведена верификация алгоритма на модельных задачах. Произведен расчет размеров кластеров радиационных дефектов на основании данных пакета SRIM. На основе однодолинной сферической модели были рассчитаны сечения рассеяния и средние времена релаксации для потенциала жесткой сердцевины.

Algorithm for determining the size of clusters and subclusters of radiation defects as a function of the track length of the primary ion is proposed. The algorithm is verified on model tasks. The calculation of the sizes of clusters of radiation defects based on the data of the SRIM package was made. On the basis of a one-valley spherical model, scattering cross sections and average relaxation times for the hard-core potential were calculated.

Известно, что взаимодействие нейтронов с веществом носит статистический характер, что обуславливает случайный характер пространственного распределения кластеров радиационных дефектов. Влияние данного явления усиливается с уменьшением объема рабочей области полупроводникового прибора до субмикронных размеров, так как в данных условиях даже один кластер радиационных дефектов может эффективно перекрыть практически весь транспорт носителей заряда через элемент.

Исследования реакции изделий наноэлектроники на воздействие проникающих излучений являются актуальным направлением радиационной физики полупроводниковых приборов. Уменьшение размеров рабочей области приборов до типичных размеров радиационного дефекта приводит к усилению влияния неоднородности дефектообразования на характеристики прибора. Особенно ярко этот эффект проявляется для нейтронного излучения, способного образовывать в результате взаимодействия с веществом каскады смещений атомов [1]. Взаимодействие быстрых нейтронов (с энергией в диапазоне 0,1...10 МэВ) с полупроводниковыми структурами приводит к тому, что

частица выбивает из решетки один из атомов вещества, называемый первичным атомом отдачи. Этот атом, с достаточно высокой энергией (до сотен кэВ), двигаясь в среде, сталкивается с атомом среды и, в свою очередь, выбивает его из занимаемого положения и в результате каскад разветвляется наподобие дерева.

Нарушения кристаллической структуры, образующиеся вдоль траекторий движения атомов отдачи в виде точечных дефектов (вакансий и межузельных атомов) диффундируют, частично рекомбинируют, а частично образуют плотные скопления, называемые кластерами радиационных дефектов (КРД). Вследствие того, что основной вклад в дефектообразование атомы отдачи вносят на излете своей траектории, в кластере на фоне общей повышенной концентрации точечных дефектов существуют плотные скопления, называемые субкластерами радиационных дефектов (СКРД) [2]. Внесенные радиационные дефекты приводят к рассеянию на них подвижных носителей заряда. Рассеяние на заряженных точечных дефектах является преимущественно малоугловым, аналогично рассеянию на ионизованных атомах примеси. КРД частично прозрачны для горя-

чих электронов, которые могут проникать между СКРД, но являются непрозрачными для тепловых носителей заряда, которые обтекают кластеры как единое целое. Если размер рабочей области полупроводникового прибора по каждому из измерений существенно превосходит размер КРД, то с увеличением флюенса нейтронов концентрация КРД (и соответственно СКРД) будет монотонно возрастать, приводя к постепенной деградации характеристик.

Иная ситуация реализуется при облучении приборов нанoeлектроники. Во-первых, в этом случае характерные размеры КРД превосходят рабочую область, по крайней мере, по одному из направлений. Поэтому можно говорить лишь об увеличении вероятности поражения прибора с дискретным изменением его характеристик с ростом флюенса нейтронов. Во-вторых, средние энергии носителей заряда в рабочей области приборов нанoeлектроники могут существенно превосходить тепловые значения и быть сопоставимы с высотой потенциального барьера, образуемого зарядом СКРД. Это обуславливает отличия как в фактических уровнях радиационной стойкости приборов нанoeлектроники по сравнению с приборами микроэлектроники, так и в методологии ее расчетной оценки. Учет внутренней структуры КРД в предположении равномерного распределения СКРД внутри кластера позволяет корректно интерпретировать особенности изменения экспериментально полученных характеристик субмикронных полупроводниковых приборов [3-4]. Однако данное приближение может оказаться недостаточным при оценке радиационной стойкости приборов нанoeлектроники, что обуславливает необходимость более детального анализа внутренней структуры КРД.

Целью данной работы является анализ влияния функции распределения размеров кластеров радиационных дефектов и расстояний между ними в зависимости от глубины их залегания в бинарных полупроводниках, а также учет влияния размеров образованных дефектов на время релаксации импульса. Для этого проведен статистический анализ данных, полученных при помощи программы SRIM [5]. Для решения задачи расчета размеров кластеров разработан алгоритм, его верификация произведена на модельных задачах. Обсуждаются основные вопросы, связанные с влиянием размеров кластеров радиационных дефектов и расстояний между ними на электрофизические параметры полупроводников.

Для постобработки данных расчета SRIM был выбран следующий алгоритм – вся область проле-

та первичного атома делилась на участки с шагом  $N$  вдоль выбранного направления и для каждого точечного дефекта, попавшего в заданный участок, считалась полная матрица расстояний  $R_{ij}$ . Затем выделялись постоянные слои по расстоянию с шагом  $M$ . Далее, производилось заполнение счетчиков, соответствующих слоям по расстоянию – каждый элемент матрицы  $R_{ij}$  увеличивает счетчик отрезка расстояния, к которому он относится. Такой перебор осуществляется для всех частиц, попавших в интервал по направлению. Подобный алгоритм, примененный ко всему треку как к единому участку траектории, позволяет решить классическую задачу выделения усредненных размеров КРД и СКРД для одной порождающей частицы, как это делалось ранее. Для более детального моделирования этого недостаточно, так как существует зависимость радиуса СКРД от длины трека первичного атома. На рис. 1 приведена блок-схема алгоритма расчета.

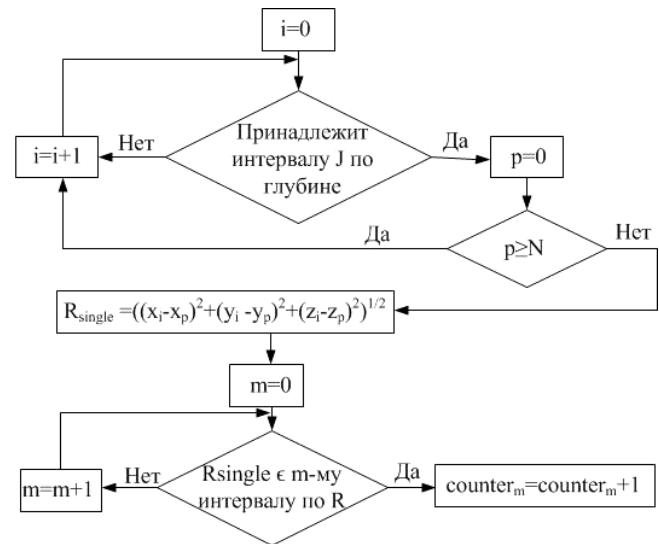


Рис. 1. Блок-схема алгоритма расчета

В качестве апробации методики использовались несколько модельных задач. На рис. 2 приведена геометрия тестовой структуры и полученные результаты работы алгоритма.

При анализе полученных результатов, мы можем выделить два СКРД с соответствующими им радиусами – 5 и 20 нм, соответственно. Удаленный пик соответствует расстоянию между центрами шаров и позволяет проанализировать размер непосредственно КРД, сформированного этими двумя сферами.

Для арсенида галлия на основе данных моделирования в среде SRIM была построена зависимость размеров КРД от глубины для трех разных

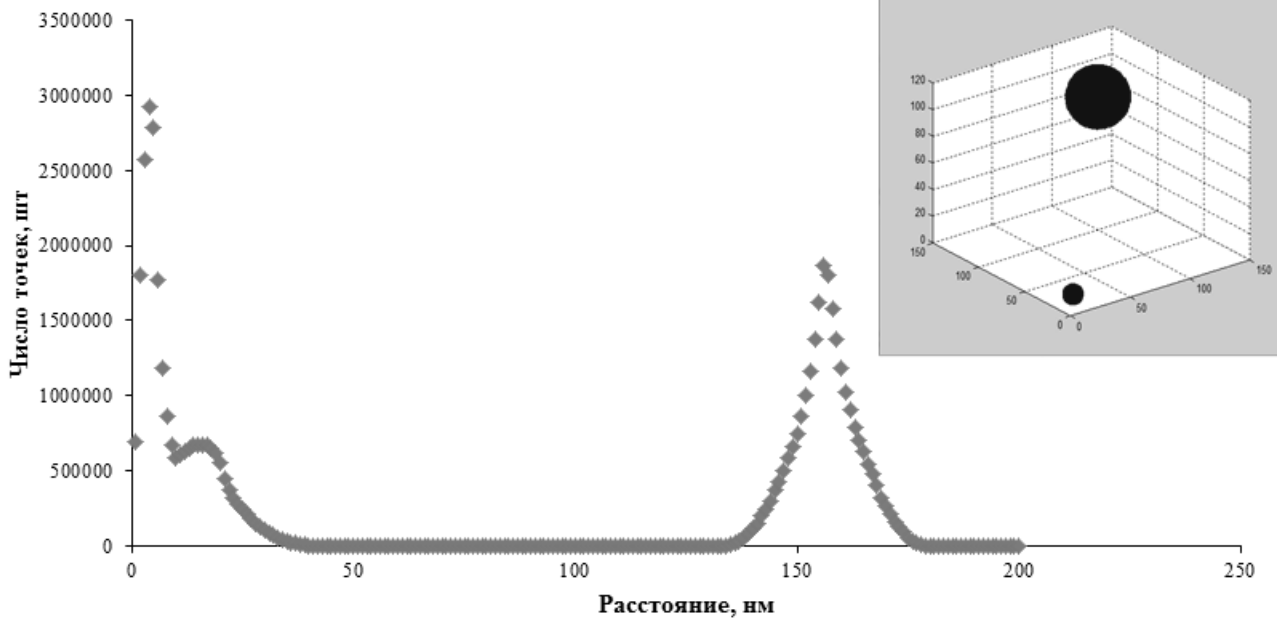


Рис. 2. Геометрия задачи и соответствующее ей распределение попарных расстояний между точками

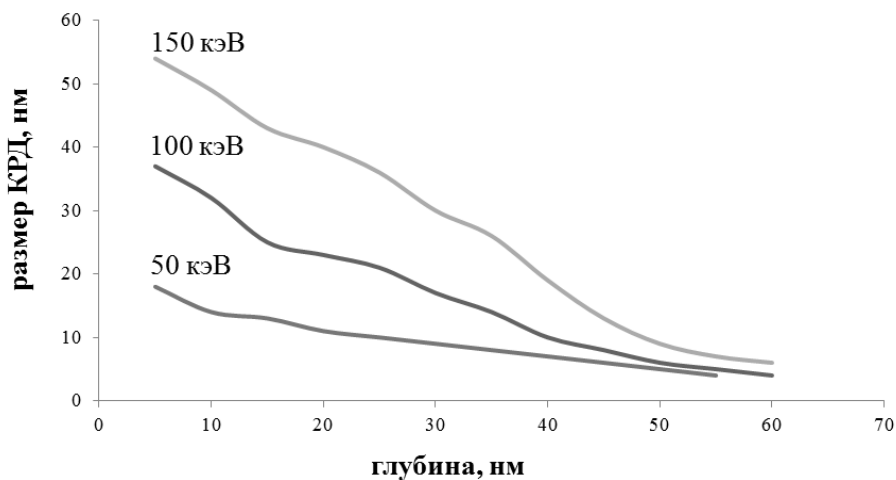


Рис. 3. Зависимость размеров КРД в зависимости от глубины для GaAs

энергий первичных атомов мышьяка – 50 кэВ, 100 кэВ и 150 кэВ. Усреднение результатов моделирования происходило по 100 независимым каскадам, образованными каждый своим первичным ионом. Размером КРД считалось значение доминирующего максимума, соответствующего расстоянию между СКРД. Также проводился анализ типовых распределений для каждой из энергий, чтобы исключить из анализа побочные пики распределений размеров СКРД. Из графика следует, что уменьшение размеров КРД с глубиной носит монотонный, линейный характер. Чем выше энергия первичного иона, тем больший начальный размер имеют КРД.

Также рассмотрена зависимость размеров СКРД для нитрида галлия в зависимости от типа первичного иона – галлия либо азота – для различных энергий. В нитриде галлия у азота и галлия существенно разные атомные массы, в отличие от того же арсенида галлия (в котором массы мышьяка и галлия отличаются не слишком существенно), поэтому существует возможность получения двух кардинально разных случаев – взаимодействие материала с «легким» первичным атомом и с «тяжелым». Ввиду значительного различия атомных масс этих элементов траектории, образованные при их движении в нитриде галлия имеют свои отличительные особенности. Так, при движе-

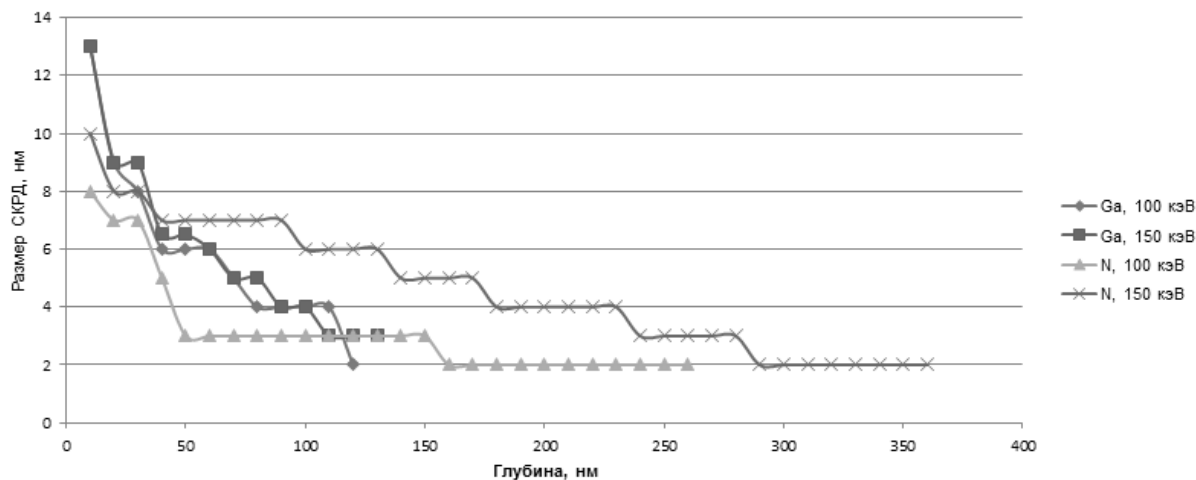


Рис. 4. Зависимость распределения размеров СКРД от глубины для GaN и различных первичных ионов

нии в материале первичного атома галлия, происходит образование СКРД больших размеров, в то время, как КРД имеют меньшую форму по сравнению с КРД, образованными взаимодействием материала с атомом азота. Стоит заметить, что при одинаковой начальной энергии атомов, у азота значительно выше скорость, а как следствие, длиннее трек первичного иона. В то же время, атом азота при взаимодействии с галлием в решетке полупроводникового кристалла зачастую передает энергию, недостаточную для образования полноценного СКРД.

Расчеты сечения взаимодействия и среднего времени релаксации импульса основаны на сферической однодолинной модели [6–8]. Процесс расчета зависимости времени релаксации  $\tau_m$  от энергии  $\varepsilon$  и подвижности  $\mu$  можно представить в виде блок-схемы, приведенной на рис. 5.



Рис. 5. Блок-схема алгоритма расчета подвижности и времени релаксации в приближении сферической однодолинной модели

Потенциал рассеяния  $V(r)$  используется для расчета матричного элемента гамильтониана  $H_{kk'}$ . Дифференциальное сечение рассеяния  $\sigma(\vartheta)$  определяет полное сечение рассеяния  $\sigma_c$  и сечение передачи импульса  $\sigma_m$ . Полное сечение рассеяния вместе с концентрацией дефектов  $N$  и скоростью подвижных носителей заряда  $v$  определяют время релаксации  $\tau_c$  и частоту рассеяния  $\lambda$ . Аналогичным образом находится время релаксации импульса  $\tau_m$ . Среднее время релаксации импульса  $\langle \tau_m \rangle$  находится путем больцмановского усреднения по энергии  $\varepsilon$ . В итоге, выбрав для расчетов функциональную зависимость потенциала рассеяния от расстояния и используя изложенный выше алгоритм, можно оценить деградацию подвижности носителей заряда под действием потока нейтронов.

В качестве потенциала рассеяния для расчетов зависимости времени релаксации импульса от энергии носителей заряда был выбран потенциал жесткой сердцевины, который имеет следующий вид

$$\begin{cases} \infty, r < a \\ 0, r > a. \end{cases} \quad (1)$$

где  $a$  – радиус сферы бесконечного потенциала. Использование для вычислений потенциала жесткой сердцевины позволяет существенно облегчить расчеты.

В случае потенциала жесткой сердцевины дифференциальное сечение рассеяния не зависит от угла рассеяния и энергии носителей заряда и равно

$$\sigma = a^2 \quad (2)$$

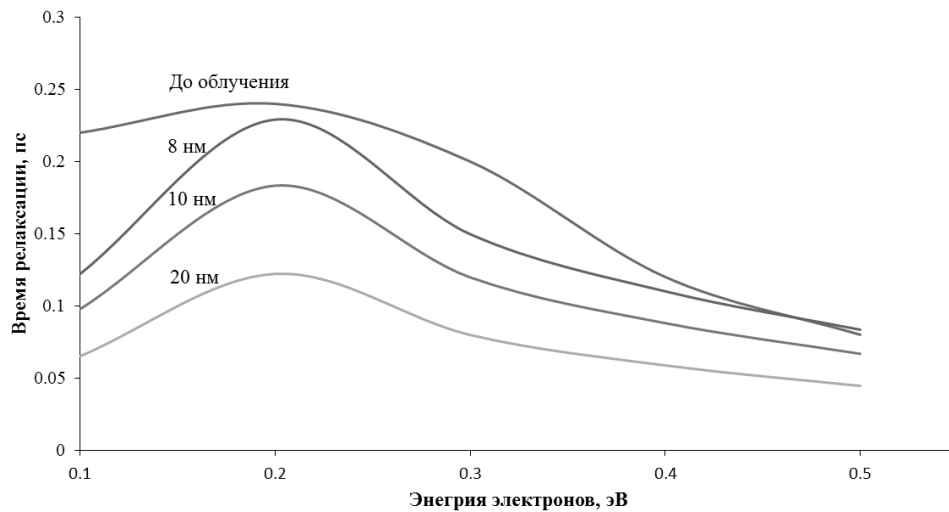


Рис. 6. Сравнительные графики времен релаксации импульса, полученных для модели жесткой сердцевинки с результатами экспериментальных измерений для GaAs

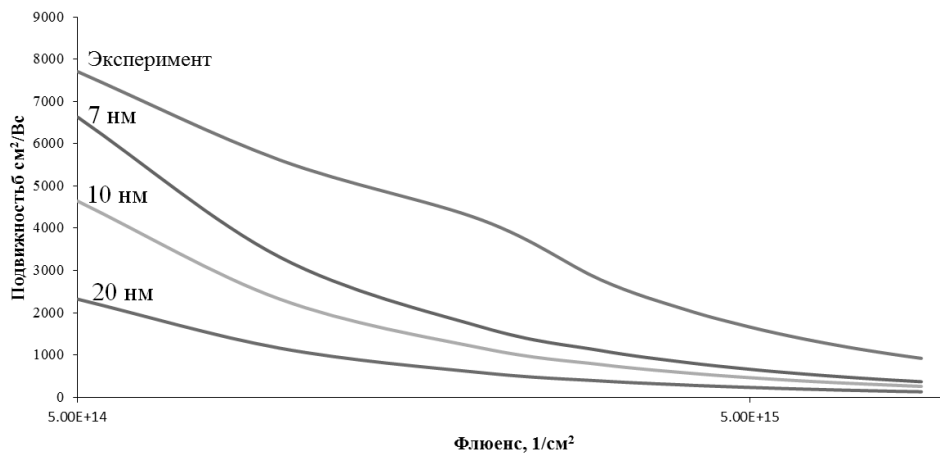


Рис. 7. Зависимость подвижности от флюенса для различных значений размеров КРД для GaAs

Тогда зависимость времени релаксации импульса от энергии носителей заряда примет следующий вид:

$$\tau_m(\varepsilon) = \frac{1}{4\pi N a^2} \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}} \quad (3)$$

В соответствии с блок-схемой, приведенной на рисунке 6, произведен расчет среднего времени релаксации:

$$\langle \tau_m \rangle = \frac{1}{3\pi\sqrt{\pi} N a^2} \sqrt{\frac{m}{2kT}} \quad (4)$$

где  $N$  – концентрация дефектов, а  $m$  – эффективная масса.

Для трех различных размеров СКРД – 5, 10, 20 нм – было проведено моделирование времени релаксации в зависимости от энергии электронов при разных значениях размеров КРД и флюенсе

нейтронов  $10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Полученные данные сравнивались с расчетом необлученного материала в соответствии с [7, 8]. Результаты моделирования представлены на рис. 6.

При расчете времен релаксации необходимо учитывать уровни заселенностей долин, ввиду того, что эффективные массы электронов в них существенно разные.

В соответствии с блок-схемой, приведенной на рис. 5, были рассчитаны подвижности в зависимости от флюенса для различных значений размеров КРД. Результаты представлены на рис. 7.

На основе предложенного подхода можно решать обратную задачу – исходя из деградации подвижности восстанавливать структуру КРД, что является новым методом исследования электрофизических свойств полупроводников на микроуровне на основе макропараметров.

### Список литературы

1. Пузанов А. С., Оболенский С. В., Козлов В. А. Перенос носителей заряда через тонкую базу гетеробиполярного транзистора при радиационном воздействии // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 1. С. 71–75.

2. Пузанов А. С., Оболенский С. В., Козлов В. А., Волкова Е. В., Павельев Д. Г. Высокочастотное детектирование процессов формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов в полупроводниковых структурах // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 12. С. 1585–1592.

3. Пузанов А. С., Оболенский С. В., Козлов В. А. Влияние случайных неоднородностей в пространственном распределении кластеров радиационных дефектов на перенос носителей заряда через тон-

кую базу гетеробиполярного транзистора при нейтронном воздействии // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706–1712.

4. I. Yu. Zabavichev, E. S. Obolenskaya, A. A. Potekhin, A. S. Puzanov S. V. Obolensky, V. A. Kozlov Transport of hot charge carriers in Si, GaAs, InGaAs, and GaN submicrometer semiconductor structures with nanometer-scale clusters of radiation-induced defects // Semiconductors. 2017. Т: 51, Вып. 11, С.: 1435–1438.

5. Электронный ресурс <http://www.srim.org>

6. Зеерер С. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. С. 615.

7. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991. С. 632.

8. Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. - Вильнюс: Мокслас, 1989. С. 264.